

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

1984
P1-88-685

Г.Р.Гулканян*, И.М.Равинович*, А.П.Чеплаков

ИНКЛЮЗИВНЫЕ И МНОЖЕСТВЕННЫЕ
ХАРАКТЕРИСТИКИ КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОТОНОВ
В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,2 ГэВ/с НА НУКЛОН

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Ереванский физический институт

1988

Изучению процессов образования кумулятивных протонов во взаимодействиях частиц высоких энергий с атомными ядрами посвящено большое число работ. В ядро-ядерных столкновениях, где могут проявляться новые интересные свойства кумулятивного рождения^{/1/}, эти процессы, особенно в области энергий свыше нескольких ГэВ на нуклон, изучены сравнительно мало^{/2-7/}.

В настоящей работе представлены новые экспериментальные данные по множественным характеристикам и инклюзивным спектрам кумулятивных протонов в области углов их вылета $\theta_p > 90^\circ$ и импульсов (250 ÷ 750) МэВ/с во взаимодействиях протонов и легких релятивистских ядер d, He и C с ядрами углерода и тантала при первичном импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. Эксперимент выполнен с помощью двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, облученной в пучках ядер дубненского синхрофазотрона. В рабочем объеме камеры размещались три тонкие /-1 мм/ танталовые пластины /A = 181/. Методические вопросы эксперимента подробно изложены в работе^{/8,9/}.

Статистика используемых в данной работе взаимодействий приведена в табл.1. Там же приведены средние множественности $\langle n_p^k \rangle$ и инклюзивные сечения $\sigma_{A_p A_T}$ (A_p - снаряд, A_T - мишень) образования протонов с импульсами (250 ÷ 750) МэВ/с, вылетающих в заднюю полусферу ($\theta_p > 90^\circ$). При вычислении инклюзивных сечений $\sigma_{A_p A_T}^k = \sigma_{A_p A_T}^{ln} \cdot \langle n_p^k \rangle$ использовались неупругие сечения $\sigma_{A_p A_T}^{ln}$ ядро-ядерных взаимодействий, взятые из работы^{/8/}. В отдельной колонке представлены имеющиеся результаты расчетов по дубненской версии каскадной модели /ДКМ/^{/10/}.

Зависимость $\sigma_{A_p A_T}^k$ от атомного веса ядра-снаряда A_p аппроксимировалась степенной зависимостью $\sim A^\alpha$. Показатель α для танталовой мишени $\alpha_{Ta} = 0,68 \pm 0,03$ примерно на 10% больше показателя для углеродной мишени $\alpha_C = 0,61 \pm 0,04$. Зависимость инклюзивных сечений от атомного веса ядра-мишени A_T оказалась практически одинаковой для всех снарядов; при степенной аппроксимации этой зависимости $\sim A^\beta$ показатели β для налетающих ядер p, d, He и C равны соответственно $1,22 \pm 0,04$, $1,21 \pm 0,04$, $1,26 \pm 0,03$, $1,27 \pm 0,03$. Слабая зависимость /в пределах экспериментальных ошибок/ показателей α и β от комбинаций сталкивающихся ядер позволяет описать экспериментальные дан-

Таблица 1

$A_P A_T$	$N_{\text{соб.}}$	$\sigma_{A_P A_T}^k$	$\langle n_P^k \rangle_{\text{экс.}}$	$\langle n_P^k \rangle_{\text{ДКМ}}$
pC	3561	40 ± 4	$0,15 \pm 0,01$	$0,19 \pm 0,01$
dC	5029	69 ± 5	$0,18 \pm 0,01$	$0,20 \pm 0,01$
HeC	1967	105 ± 6	$0,23 \pm 0,01$	$0,21 \pm 0,01$
CC	4115	183 ± 14	$0,23 \pm 0,01$	$0,29 \pm 0,01$
pTa	1673	1086 ± 76	$0,65 \pm 0,02$	-
dTa	1176	1891 ± 129	$0,97 \pm 0,05$	-
He Ta	1597	3382 ± 162	$1,39 \pm 0,05$	-
CTa	1237	5925 ± 278	$1,73 \pm 0,06$	-

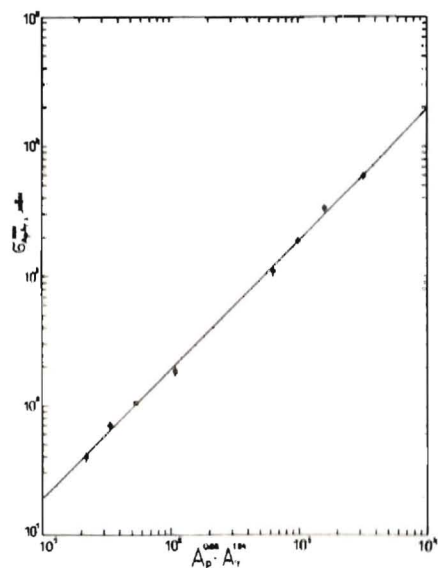


Рис.1. Зависимость инклюзивного сечения рождения кумулятивных протонов от атомных весов сталкивающихся ядер. Точки - экспериментальные данные, линия - результат аппроксимации выражением $\sim A_P^\alpha A_T^\beta$.

ные приближенным факторизованным выражением $\sigma_{A_P A_T}^k = \sigma_0 \cdot A_P^\alpha \cdot A_T^\beta$, где $\sigma_0 = 1,86 \pm 0,16$ мб, $\alpha = 0,66 \pm 0,02$, $\beta = 1,24 \pm 0,02$ /рис.1/. Отметим, что примерно такая же факторизованная зависимость ранее была получена в работе /11/ для инклюзивных сечений протонов с импульсами $(0,4 + 1)$ ГэВ/с при угле вылета

$\theta_P \approx 180^\circ$ в пучках ядер p, He, C, Ar с энергиями $T = 1 + 2$ ГэВ на нуклон ($\alpha \approx 2/3$, $\beta \approx 4/3$) и в работе /2/ для инклюзивных сечений протонов с импульсами $P_P > 340$ МэВ/с при углах $\theta_P > 120^\circ$ в пучках ядер He и C с импульсом 4,5 ГэВ/с на нуклон / $\alpha = 0,5 \pm 0,7$, $\beta = 1,4 + 1,6$ /.

Таблица 2

	A_P	P	d	He	C	Среднее
$\frac{\sigma_{A_P Ta}^k}{\sigma_{A_P C}^k}$		$27,2 \pm 3,3$	$27,4 \pm 2,7$	$32,2 \pm 2,3$	$32,4 \pm 2,9$	$29,8 \pm 2,3$

Полученная зависимость $\sigma_{A_P A_T}^k$ от A_P близка к A-зависимости неупругого pA-сечения ($\sigma_{pA}^{in} \sim A^{2/3}$), откуда следует, что отношение $\frac{\sigma_{A_P A_T}^k}{\sigma_{pA}^{in}} \sim A_T^\beta$ является с точностью до $10 \div 15\%$ универсальной /не зависящей от типа ядра-снаряда/ величиной, характеризующей источник кумулятивных протонов - ядро-мишень. Этот факт теоретически предсказан в модели малонуклонных корреляций /12/ и экспериментально подтвержден в упомянутых выше работах /2, 11/. Из предсказываемого в модели /12/ "закона подобия" инклюзивных спектров следует, в частности, независимость отношения инклюзивных сечений $\frac{\sigma_{A_P A_T 1}^k}{\sigma_{A_P A_T 2}^k}$ от атомного веса ядра-снаряда A_P . Как видно из табл.2, это предсказание выполняется с точностью $\sim 8\%$.

Остановимся более подробно на зависимости инклюзивных сечений от A_P . Ранее было показано /13, 14/, что средние множественности пионов $\langle n_\pi \rangle_{A_P A_T}$ в ядро-ядерных столкновениях пропорциональны среднему числу взаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда $\langle \nu_P \rangle = A_P \cdot \sigma_{NA_T}^{in} / \sigma_{A_P A_T}^{in}$:

$$\langle n_\pi \rangle_{A_P A_T} = \frac{A_P \cdot \sigma_{NA_T}^{in}}{\sigma_{A_P A_T}^{in}} \cdot \langle n_\pi \rangle_{NA_T} \quad /1/$$

Этот факт свидетельствует о том, что основным механизмом рождения пионов являются независимые взаимодействия нуклонов налетающего ядра с ядром-мишенью. Из /1/ следует простое соотношение для инклюзивных сечений π -мезонов:

$$\frac{\sigma_{A_P A_T}^\pi}{A_P \cdot \sigma_{NA_T}^\pi} = 1. \quad /2/$$

Иначе обстоит дело с инклюзивными сечениями кумулятивных протонов. Как следует из представленных в табл.1 данных, левая часть выражения /2/ для кумулятивных протонов всегда меньше единицы, заметно зависит от A_P и, возможно, намного слабее -

Таблица 3

	A_P	d	He	C
$R(A_P, C)$		$0,86 \pm 0,11$	$0,66 \pm 0,08$	$0,38 \pm 0,05$
$R(A_P, Ta)$		$0,87 \pm 0,09$	$0,78 \pm 0,07$	$0,45 \pm 0,04$

от A_T :

$$\frac{\sigma_{A_P A_T}^k}{A_P \cdot \sigma_{N A_T}^k} \equiv R(A_P, A_T) < 1. \quad /3/$$

Экспериментальные значения $R(A_P, A_T)$ приведены в табл.3, из которой следует, что выход протонов назад на один взаимодействовавший нуклон ядра-снаряда уменьшается с ростом A_P , причем это уменьшение, возможно, несколько заметнее для более легкой мишени. Этот экспериментальный факт может быть объяснен двумя обстоятельствами. Во-первых, при прохождении ядра-снаряда через мишень в последней происходит разрушение нуклонных корреляций. С ростом размеров снаряда этот эффект усиливается /при этом относительная доля разрушенных корреляций при фиксированном A_P должна быть больше для более легкого ядра-мишени/. Взаимодействие части нуклонов снаряда с некоррелированными нуклонами мишени не может привести к образованию через механизм малонуклонных корреляций^{/12/} кумулятивных протонов. Частично подавляется также другой механизм, играющий заметную роль в образовании кумулятивных протонов, - поглощение малоэнергичных пионов на скоррелированных нуклонных парах мишени с вылетом протона назад^{/6, 15, 16/}.

Во-вторых, вылетающие в заднюю полусферу протоны из мишени могут перерассеяться на нуклонах снаряда и вылететь под меньшими углами /в частности, под углами $\theta_P < 90^\circ$ /. Вклад таких перерассеяний увеличивается с ростом A_P ; при этом ожидается также некоторое изменение /сдвиг в сторону меньших углов/ угловых распределений кумулятивных протонов. Наши экспериментальные данные подтверждают это /рис.2/; более наглядно это изменение видно из табл.4, где представлены отношения $N(90^\circ < \theta < 120^\circ) / N(120^\circ < \theta < 180^\circ)$ выходов протонов, вылетающих назад из ядра углерода при взаимодействии с ним различных снарядов.

Как отмечалось выше, наличие заметной зависимости в выражении /3/ от атомного веса ядра-снаряда A_P означает, что образование кумулятивных протонов в ядро-ядерных столкновениях

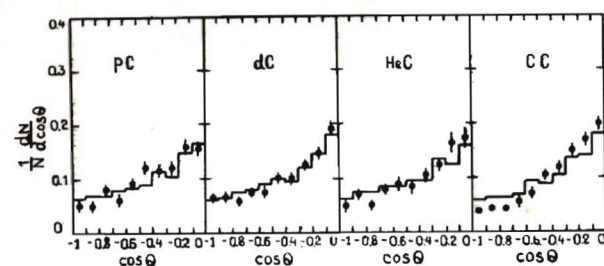


Рис.2. Угловые распределения кумулятивных протонов. Точки - экспериментальные данные, гистограмма на данном и других рисунках - расчет по каскадной модели.

Таблица 4

$A_P C$	pC	dC	He C	CC
$(90^\circ < \theta < 120^\circ)$	$1,93 \pm 0,14$	$1,95 \pm 0,12$	$2,24 \pm 0,18$	$2,89 \pm 0,21$
$(120^\circ < \theta < 180^\circ)$				

нельзя рассматривать как результат независимых взаимодействий нуклонов снаряда с мишенью. Представляется интересным выяснить, какая зависимость от A_P проявляется в инклюзивных спектрах кумулятивных протонов в различных областях фазового пространства. В данной работе такое исследование проведено для углеродной мишени.

Экспериментальные данные по инвариантным инклюзивным сечениям $f = Ed^3\sigma/dp^3$ кумулятивных протонов в $A_P C$ -взаимодействиях / $A_P = p, d, He, C$ / при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон представлены в табл.5-8 и на рис.3 /для pC-взаимодействий/, где приводятся также результаты аппроксимации инвариантных сечений выражением

$$f(T_P, \cos \theta_P) = C(\cos \theta_P) \exp[-T_P / T_0(\cos \theta_P)], \quad /4/$$

где $T_P, \cos \theta_P$ - кинетическая энергия и угол вылета протона.

На рис.3 приводятся также имеющиеся данные по pC-взаимодействиям при близких значениях начального импульса и угла регистрации кумулятивного протона; видно, что согласие наших данных с опубликованными ранее^{/17/} удовлетворительное.

Из представленных данных видно, что инклюзивные спектры с изменением A_P претерпевают определенные изменения. Так, если для налетающего протона и дейтрона зависимость параметра наклона T_0 от угла вылета θ_P практически отсутствует /в преде-

Таблица 5

pC-взаимодействия

$T_p, \text{МэВ} \backslash \theta_p$	$90^\circ \div 100^\circ$	$100^\circ \div 110^\circ$	$110^\circ \div 130^\circ$	$130^\circ \div 180^\circ$
25 ÷ 75	449 ± 45	322 ± 38	304 ± 28	173 ± 19
75 ÷ 125	121 ± 20	89 ± 17	58 ± 10	32 ± 7
125 ÷ 175	31 ± 9	28 ± 8	18 ± 5	17 ± 5
175 ÷ 225	9 ± 4	11 ± 5	5 ± 2	5 ± 2
225 ÷ 275	3 ± 2	3 ± 2	3 ± 2	3 ± 2
T_0	$33,8 \pm 0,8$	$42,1 \pm 3,2$	$37,8 \pm 0,7$	$40,6 \pm 3,0$

Таблица 6

dC-взаимодействия

$T_p, \text{МэВ} \backslash \theta_p$	$90^\circ \div 100^\circ$	$100^\circ \div 110^\circ$	$110^\circ \div 130^\circ$	$130^\circ \div 180^\circ$
25 ÷ 75	844 ± 64	610 ± 55	439 ± 35	340 ± 28
75 ÷ 125	228 ± 28	166 ± 24	80 ± 12	76 ± 11
125 ÷ 175	33 ± 9	28 ± 9	33 ± 7	17 ± 5
175 ÷ 225	17 ± 6	19 ± 7	9 ± 3	11 ± 3
225 ÷ 275	10 ± 4	6 ± 3	4 ± 2	5 ± 2
T_0	$37,6 \pm 0,6$	$40,0 \pm 0,8$	$38,1 \pm 1,1$	$39,1 \pm 1,6$

лах ошибок данного эксперимента/, то в HeC- и CC-взаимодействиях наблюдается заметное /примерно в полтора раза/ уменьшение T_0 с ростом θ_p ; если в области углов $\theta_p = 90^\circ \div 100^\circ$ энергетические спектры протонов в HeC- и CC-взаимодействиях несколько жестче, чем в pC- и dC-взаимодействиях, то при больших углах $\theta_p = 130^\circ \div 180^\circ$ картина меняется на противоположную, особенно для CC-взаимодействий.

Таблица 7

HeC-взаимодействия

$T_p, \text{МэВ} \backslash \theta_p$	$90^\circ \div 100^\circ$	$100^\circ \div 110^\circ$	$110^\circ \div 130^\circ$	$130^\circ \div 180^\circ$
25 ÷ 75	1145 ± 125	791 ± 104	718 ± 75	450 ± 54
75 ÷ 125	274 ± 52	225 ± 47	121 ± 26	106 ± 22
125 ÷ 175	134 ± 32	118 ± 30	22 ± 10	15 ± 7
175 ÷ 225	47 ± 18	40 ± 16	8 ± 6	6 ± 4
225 ÷ 275	24 ± 12	7 ± 6	4 ± 3	4 ± 3
T_0	$46,4 \pm 3,7$	$45,9 \pm 1,4$	$33,6 \pm 0,5$	$33,1 \pm 1,2$

Таблица 8

CC-взаимодействия

$T_p, \text{МэВ} \backslash \theta_p$	$90^\circ \div 100^\circ$	$100^\circ \div 110^\circ$	$110^\circ \div 130^\circ$	$130^\circ \div 180^\circ$
25 ÷ 75	2258 ± 166	1672 ± 143	1214 ± 92	662 ± 62
75 ÷ 125	700 ± 78	519 ± 67	264 ± 36	139 ± 24
125 ÷ 175	146 ± 32	167 ± 34	55 ± 15	10 ± 6
175 ÷ 225	96 ± 24	42 ± 16	20 ± 8	6 ± 4
225 ÷ 275	58 ± 17	21 ± 10	15 ± 7	4 ± 3
T_0	$44,2 \pm 1,4$	$42,3 \pm 2,3$	$37,1 \pm 0,6$	$27,6 \pm 0,9$

В табл.9 приведены отношения инвариантных сечений протонов

$$r_{A_p}(T_p, \theta_p) = \frac{1}{A_p} \frac{(Ed^3\sigma/dp^3)_{A_p C}}{(Ed^3\sigma/dp^3)_{pC}} \quad /5/$$

для четырех областей изменения кинематических переменных T_p и θ_p . Как видно из табл.9, наиболее заметное падение отношения $r_{A_p}(T_p, \theta_p)$ с ростом A_p /то есть, как отмечалось выше, сильное

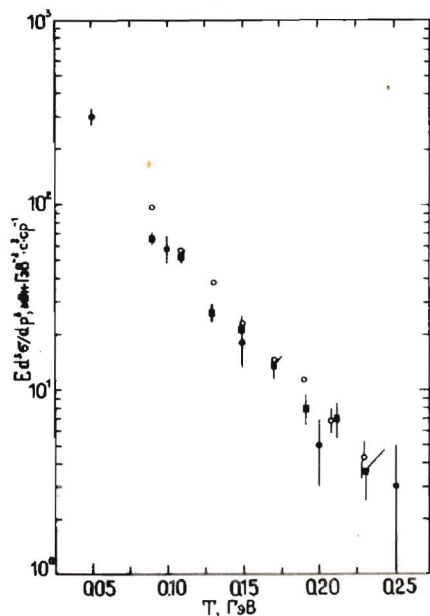


Рис.3. Инвариантные инклюзивные сечения кумулятивных протонов в pC-взаимодействиях: ● - pC-взаимодействия при импульсе 4,2 ГэВ/с, $\theta = 110^\circ - 130^\circ$; ■ - pC-взаимодействия, 3,0 ГэВ/с, $\theta = 119^\circ$; ○ - pC-взаимодействия, 5,0 ГэВ/с, $\theta = 119^\circ$.

Таблица 9

A_p	d	He	C
$25 < T_p < 75$ $90^\circ < \theta_p < 110^\circ$	$0,94 \pm 0,16$	$0,63 \pm 0,12$	$0,42 \pm 0,08$
$75 < T_p < 275$ $90^\circ < \theta_p < 110^\circ$	$0,86 \pm 0,15$	$0,74 \pm 0,14$	$0,49 \pm 0,09$
$25 < T_p < 75$ $110^\circ < \theta_p < 180^\circ$	$0,82 \pm 0,14$	$0,61 \pm 0,12$	$0,33 \pm 0,06$
$75 < T_p < 275$ $110^\circ < \theta_p < 180^\circ$	$0,83 \pm 0,14$	$0,51 \pm 0,10$	$0,30 \pm 0,05$

влияние эффектов разрушения нуклонных корреляций в ядре-мишени и перерассеяний кумулятивных протонов в ядре-снаряде/ наблюдается в области сравнительно больших углов вылета $\theta_p = 110^\circ + 180^\circ$ и энергий $T_p = 75 + 275$ МэВ.

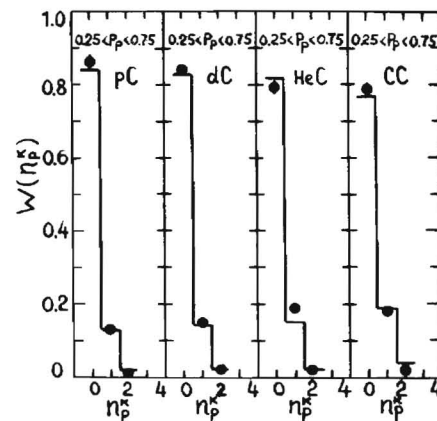


Рис.4. Распределения по множественности кумулятивных протонов.

Рис.5. Импульсные спектры кумулятивных протонов в pC-взаимодействиях.

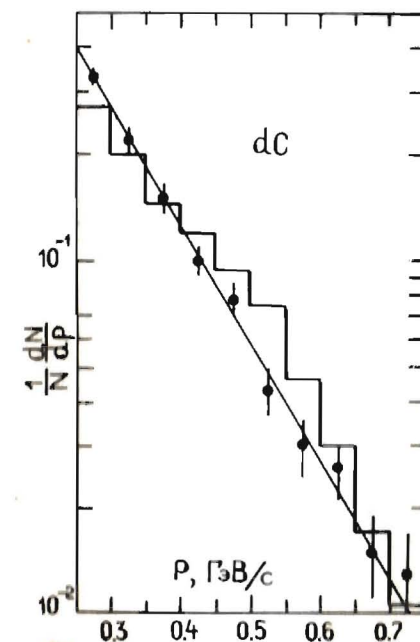
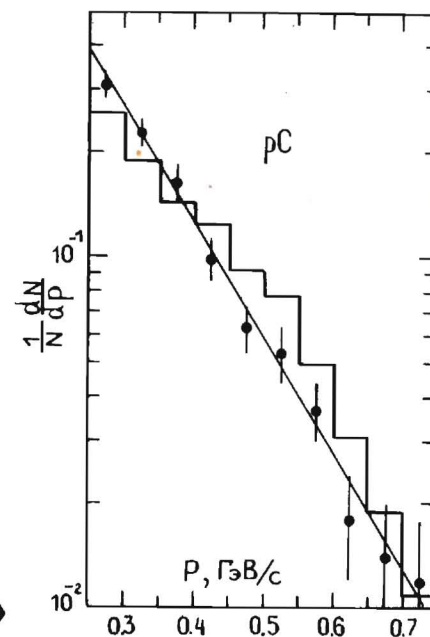


Рис.6. То же, что и на рис.5, для dC-взаимодействий.

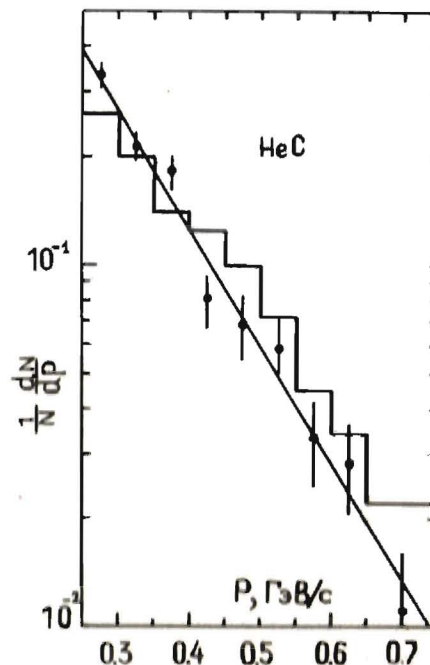


Рис.7. То же, что и на рис.5, для HeC-взаимодействий.

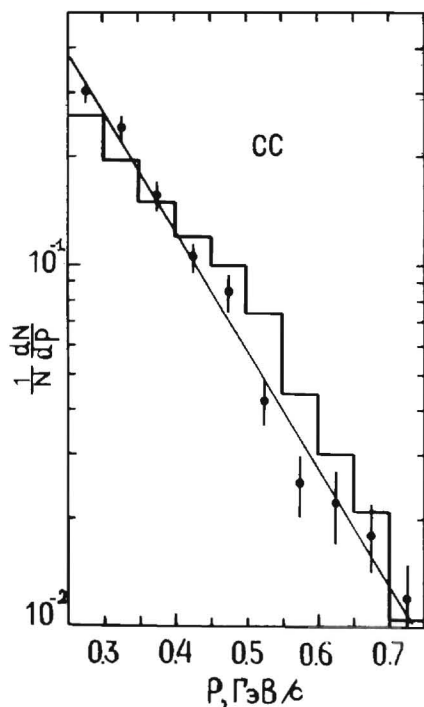


Рис.8. То же, что на рис.5, для СС-взаимодействий.

На рис.4-8 наши экспериментальные данные для распределений по множественностям и импульсные спектры кумулятивных протонов в (p, d, He, C)C - взаимодействиях сравниваются с предсказаниями дубненской версии каскадной модели /10/. Видно, что модель в целом неплохо описывает указанные распределения, хотя имеется некоторое превышение расчетных средних множественностей над экспериментальными /см. также табл.1/, а импульсные распределения в модели предсказываются несколько более жесткими, чем в эксперименте.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Измерены инклюзивные сечения образования протонов с импульсами $(0,25 \div 0,75)$ ГэВ/с, вылетающих в заднюю полусферу в л.с.к., во взаимодействиях протонов, ядер дейтерия, гелия и углерода с ядрами углерода и тантала при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. Полученные данные согласуются с предсказываемым в модели малонуклонных корреляций "законом подобия" для инклюзивных спектров.

Получено приближенное факторизованное выражение для инклюзивных сечений: $\sigma_{A_P A_T}^k = \sigma_0 \cdot A_P^\alpha \cdot A_T^\beta$, где $\sigma_0 = 1,86 \pm 0,16$ мб, $\alpha = 0,66 \pm 0,02$, $\beta = 1,24 \pm 0,02$.

2. Измерены инвариантные инклюзивные спектры кумулятивных протонов в $A_P C$ -взаимодействиях $/A_P = p, d, He, C /$. Получено указание на некоторое подавление выходов протонов из ядра-мишени под большими углами при увеличении атомного веса ядра-снаряда A_P , что может быть интерпретировано как влияние процессов перерассеяния кумулятивных протонов на нуклонах снаряда.

В заключение авторы выражают признательность коллективу сотрудничества по обработке снимков с двухметровой пропановой камеры ЛВЭ ОИЯИ за помощь в получении и обработке экспериментального материала и обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. Краткие сообщения по физике, ФИАН, 1971, т.1, с.35.
2. Аникина М.Х. и др. - ЯФ, 1984, т.40, с.489.
3. Аникина М.Х. и др. ОИЯИ, 1-84-216, Дубна, 1984.
4. Гаспарян А.П. и др. ОИЯИ, P1-84-327, Дубна, 1984.
5. Гаспарян А.П. и др. ОИЯИ, P1-85-14, Дубна, 1985.
6. Гулканян Г.Р. и др. ЕрФИ-643/33/-83, Ереван, 1983.
7. Гулканян Г.Р. и др. ОИЯИ, P1-88-143, Дубна, 1988.
8. Ахабабян Н. и др. ОИЯИ, 1-12114, Дубна, 1979.
9. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, 1-12424, Дубна, 1979.
10. Гудима К.К., Тонеев В.Д. - ЯФ, 1978, т.27, с.658; Toneev V.D., Gudima K.K. - Nucl.Phys., 1983, A400, p.173.
11. Geaga J.V. et al. - Phys.Rev. Lett., 1980, 45, p.1993.
12. Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л. - ЯФ, 1980, т.32, с.1403.
13. Abdrachmanov E.O. et al. - Z.Physic C, 1980, 5, p.1.
14. Гулканян Г.Р. и др. - ЯФ, 1984, т.40, с.745.
15. Армутлийски Д. и др. - ЯФ, 1987, т.46, с.12.
16. Асатурян В.М. и др. - ЯФ, 1987, т.45, с.1059.
17. Баюков Ю.Д. и др. ИТЭФ-148, М., 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 сентября 1988 года.